Das Röhrenelektrometer und seine Grenzen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Philosophischen Fakultät
der
Universität Rostock

vorgelegt von

Hans Peter von Walter

1931

Spezialdruckerei für Dissertationen Dr. Hermann Eschenhagen KG., Ohlau i. Schl.

Referent: Prof. Dr. Chr. Füchtbauer.

Datum der Promotion: 26. Februar 1931.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen Eltern
in großer Dankbarkeit

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549215_0184

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Das Röhrenelektrometer und seine Grenzen.

A. I Meßinstrumente 1
II Grenzen der Meßmethoden 3

B. I Röhrenelektrometer und Elektrometer 4
II Die Grenzen des Röhrenelektrometers 6

C. I Gitterstrom 8
II Isoliertes Gitter 11
III Meßstrom 15
VI Empfindlichkeit 16

D. Verstärkung und Empfindlichkeit 18
I Verstärkung 18
1) $e_a < 7{,}5$ Volt 18
2) $e_a > 7{,}5$ Volt 20
II Empfindlichkeit 23
1) $e_a < 7{,}5$ Volt 23
2) $e_a > 7{,}5$ Volt 24

E. Schwankungen und Empfindlichkeit 25
I Röhrenprüfung 25
II Schwankungen 26
III Kompensation 35

F. Experimentelle Empfindlichkeitsprüfung 35

G. Literatur 38

H. Aussichten des Röhrenelektrometers 40

Zusammenfassung 42

Literaturverzeichns 43

Bezeichnungen.

w_m	Meßwiderstand.
w_{is}	Isolationswiderstand.
w_{sch}	Scheinwiderstand = reziproke Gittersteilheit.
W	Gesamtwiderstand.
C	Kapazität.
R	Ableitungswiderstand.
e_g	Gitterpotential.
e_a	Anodenpotential.
i_m	Meßstrom.
i_{g+}	Anlaufstrom.
i_{g-}	Ionisationsgitterstrom.
$\frac{di_g}{de_g}$	Gitterstromsteilheit, „Gittersteilheit“.
i_a	Anodenstrom.
$\frac{di_a}{de_g}$	Anodenstromsteilheit, „Anodensteilheit“.
i_h	Heizstrom.
$\frac{di_a}{di_h}$	Heizstromsteilheit des Anodenstroms. „Heizsteilheit.“
V_a	Vakuumfaktor.
i_R	Raumladestrom.
s	Galvanometerempfindlichkeit.
V	Verstärkungsfaktor, Stromverstärkung.
E_i	Stromempfindlichkeit des Röhrenelektrometers.
E_v	Spannungsempfindlichkeit des Röhrenelektrometers.
T	Absolute Temperatur.
D	Durchgriff.
ε	Basis der natürlichen Logarithmen.

Das Röhrenelektrometer und seine Grenzen.

Das Röhrenelektrometer hat sich in den letzten 10 Jahren als handlicher Ersatz für hochempfindliche Elektrometer eingebürgert. Ziel dieser Arbeit ist, experimentell und rechnerisch die Empfindlichkeitsgrenze des Röhrenelektrometers[1]) und seinen Anwendungsbereich bei der Verstärkung von sehr kleinen Gleichströmen zu untersuchen.

A. Die Meßinstrumente.

I. Anwendungsbereich.

Eine angenäherte praktische Uebersicht über die Strommeßinstrumente erhält man durch Betrachtung von Empfindlichkeit (E_i), innerem Widerstand[2]) (w_i) und Meßzeit (t_m). Zwischen den Galvanometern (hohe Voltempfindlichkeit, kleiner Widerstand, hoher Wattverbrauch) und den Elektrometern[3]) (geringe Voltempfindlichkeit, geringer Wattverbrauch, hoher Widerstand) besteht eine große Lücke (Fig. 1). Mit Galvanometern kann man bei $w_i = 10^2$ bis $10^4\ \Omega$ Ströme bis 10^{-10} Amp., höchstens 10^{-11} Amp. messen, wobei t_m von 5 sek. bei $2 \cdot 10^{-9}$ Amp./mm bis $\sim$ 40 sek. bei 10^{-11} Amp./mm wächst, so daß praktisch nur eine Empfindlichkeit $E_i = 10^{-10}$ Amp./mm erreichbar ist. Mit Elektrometern läßt sich in der „Methode des hohen Widerstandes" (Widerstandsmethode) noch $E_i = \sim 2 \cdot 10^{-14}$ Amp./mm bei $t_m \sim 10$ sek. erreichen, wobei der Meßbereich schon ziemlich klein wird.

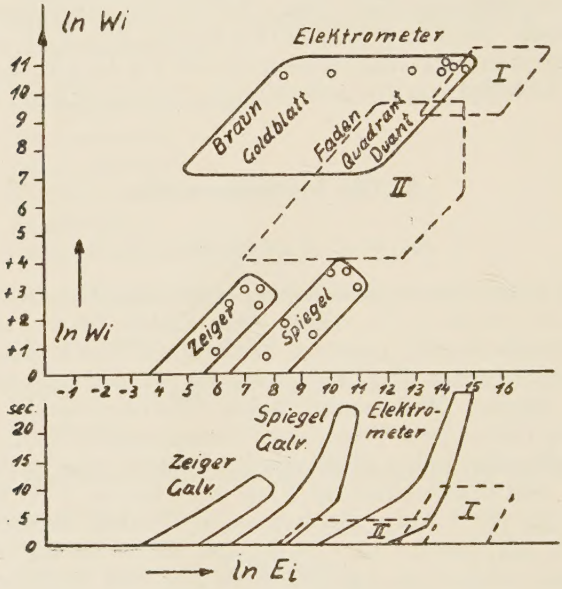
[1]) Fälschlich oft Röhrengalvanometer, s.w.u.

[2]) Bei Ladungsinstrumenten statt dessen Kapazität.

[3]) Es wird nur die „Methode des hohen Widerstandes" betrachtet (Bronson-Methode, direkt ablesbarer Ausschlag). Durch Zeitsummation über viele Stunden (langsame Entladung eines Elektrometers) lassen sich viel höhere Empfindlichkeiten (10^{-15} bis 10^{-18} Amp./mm) bei sehr hoher Meßzeit erreichen.

Trotz der tausendfachen Stromempfindlichkeit sind die Elektrometer wegen des hohen w_i von niederohmigen Stromkreisen ausgeschlossen, da der Instrumentenwiderstand bei Strommessungen bekanntlich um etwa den Faktor 10^3 kleiner sein muß als der Außenwiderstand, wenn bei direkter einfacher Messung eine Sicherheit von 1 bis 0,1% erreichbar sein soll.

Fig. 1



Das Röhrenelektrometer ist berufen, die erwähnte Lücke (punktierter Bereich II, Fig. 1) zu füllen und einen neuen Bereich (punktierter Bereich I) anzugliedern, also höhere Empfindlichkeit bei gleicher oder kleinerer Meßzeit zu erreichen. Die Anwendung der Zeitsummation (s. S. 1, Anm. 3) ist beim Röhrenelektrometer nicht am Platze, da hierin das Elektrometer jedenfalls überlegen ist. Ob sie beim Röhrenelektrometer anwendbar ist, ist keine p r i n z i p i e l l e Frage; die Entscheidung kann durch Errechnung der Konstanz der Betriebsbedingungen gefällt werden.

II. Grenzen der Meßmethoden.

Die Grenzempfindlichkeiten bei den bisher üblichen elektrischen Instrumenten sind zum Teil durch äußere Störungen (Nadelgalvanometer), wie magnetische oder mechanische Schwankungen, z. T. durch Lage der Materialkonstanten (Festigkeit dünner Fäden, Güte von Magneten, Ueberschlagsspannungen) und ferner ganz wesentlich durch „innere Störungen" gegeben; darin seien einerseits mechanische oder elektrische Nebeneffekte (Kontaktpotentiale, Thermokräfte, ungleiche Fadentorsion, Kri-Kri-Effekt), andererseits statistische Störungen verstanden.

Die Zahl der neueren Arbeiten auf diesem Gebiet zeigt seine Wichtigkeit. Bei Galvanometern tritt bei offenen Stromkreisen die Brownsche Molekularbewegung[4]) [5]) [6]) der umgebenden Luft, bei el.-magn. gedämpften Kreisen, die aperiodisch schwingen, die Wärmebewegung des Leitermaterials als Grenze auf (bei beiden Fällen $\sim 1 \cdot 10^{-11}$ Amp./mm). Für Röhrenverstärker wies Schottky[7]) schon früher[7]) eine ähnliche Grenze inbezug auf Leistungsverstärkung an Schwingungskreisen nach. Unabhängig von jeder El.-Bewegung existiert in jedem Schwingungskreis eine Rest-Eigenschwingung, die nie ganz abklingt. Die Leistung, die notwendig wäre, eine Schwingung dieser Energie aufrecht zu erhalten, stellt eine Grenze dar, die für Abklingzeiten $\vartheta = 10^{-3}$ hörbarer Frequenzen und Zimmertemperatur zu $L = \frac{2{,}7 \cdot 10^{-23}\, T}{\vartheta} \sim 8 \cdot 10^{-18}$ Watt angegeben wird. Bei Elektrometern (ideale Isolation) ist eine Störung durch Wärmebewegung des Leitermaterials nicht beobachtbar, solange man nicht das Potential sehr kleiner Bereiche in sehr kurzen Zeiten mißt; denn eine statistisch etwa mögliche Ladungshäufung wird durch die hierzu nötige elektrische Arbeit außerordentlich viel unwahrscheinlicher, als eine Häufung neutraler Teilchen. Die Wärmebewegung der Ableitwiderstände kann Störungen liefern, soweit es metallische Widerstände sind. Bei fehlender Elektronenleitung können dafür

[4]) Moll u. Burger, Phil. Mag. 50, 1925, S. 626.
[5]) G. Ising, Phil. Mag. 1, 1926, S. 827.
[6]) Zernicke, ZS. f. Phys. 40, 1927, S. 628.
[7]) W. Schottky, Ann. d. Phys. 57, 1918, S. 54.

andere Effekte, die zu den nicht-statistischen zu rechnen sind, störend auftreten.

Die Brownsche Molekularbewegung stört in gleicher Weise wie bei Galvanometern auch bei elektrometrischen Beobachtungen[8]). Wie sich aus der Beziehung $\frac{1}{2} \cdot D \cdot \varphi^2 = \frac{1}{2} \cdot k \cdot T$ ergibt, entsteht von einem kritischen Wert der Richtkraft $D_{krit.} = 1{,}6 \cdot 10^{-5}$ Dyn · cm an eine Schwankung von 0,1 mm bei 1 m Skalenabstand, welche bei noch geringeren Richtkräften eine Messung unmöglich machen würde. Die Entfernung der Luft (Hoffmann'sches Vakuum-Duant-Elektrometer) stellt eine Umgehung dieser Grenze dar, wobei wieder andere Mängel entstehen.

Um statistische Störungen der Luft nicht nur vom beweglichen Elektrometersystem, sondern vom gesamten Leitersystem fernzuhalten, sind umfangreiche und meist unmögliche Anordnungen nötig. Hieraus entstehende Störungen (Jonisationsströme, Höhenstrahlung, Materialreststrahlung und deren statistische Schwankungen) sind deshalb selten zu vermeiden. Grundsätzlich kann auch durch Stoß der Luftmolekeln eine statistische Aufladung entstehen, ähnlich der im Millikan-Kondensator gefundenen. Eine daraus resultierende Grenze hängt von Kapazität und Schwing.-Dauer des Instrumentes ab und wird für gebräuchliche Anordnungen ($C = 5$ cm) unterhalb 10^{-7} Volt liegen, welche Spannungsempfindlichkeit nicht elektrometrisch erreichbar scheint.

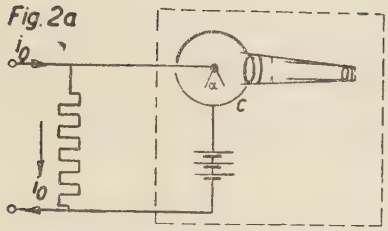
Im ganzen stören also statistische Störungen Elektrometer in geringeren Größenordnungen als bei Galvanometern. Eine Verbesserung der elektrometrischen Grenzempfindlichkeit (bisher durch Materialfragen gesetzt) erscheint also beim Röhrenelektrometer grundsätzlich möglich.

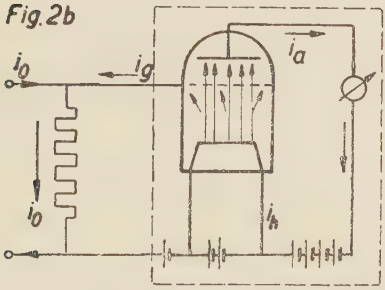
B. Röhrenelektrometer.

I. Röhrenelektrometer und Elektrometer.

Der Vergleich mit dem Elektrometer liegt nahe und ist bis in Einzelheiten durchführbar. Beim Elektrometer (Fig. 2 a) wird der Spannungsabfall, den der Meßstrom i_o an R ($R < R_a$) hervorruft, mit einem Spannungsinstrument gemessen, beim Röhrenelektrometer tritt (Fig. 2 b) an dessen Stelle das Gitter der Röhre. Die Vergleichspunkte bestehen in Bez. auf:

[8]) W. Eggers, Ann. d. Phys. 7, 1930, S. 833.





1. K a p a z i t ä t (Gitter gegen alle übrigen Elektroden).
2. W i d e r s t a n d (beim Gitter mehrfach zusammengesetzt; s. w. u.).
3. M e ß z e i t. Bestimmend sind die E i g e n z e i t ($t = R \cdot C \cdot \ln 1/\beta$, wo $\beta = V_2/V_1$, den Genauigkeitsgrad [Ablaufgrad] bedeutet) und die S c h w i n g u n g s d a u e r (des Elektrometers bezw. Anoden-Galvanometers).
4. R ü c k w i r k u n g des Meßinstrumentes auf den Meßkreis.

Beim Elektrometer (Fig. 2 a) ändert sich das Produkt $R \cdot C$ dadurch, daß die Kapazität sich beim Ausschlag α etwas ändert; dies bedeutet eine R ü c k w i r k u n g des Spannungsinstrumentes.

Beim Röhrenelektrometer besteht die Rückwirkung im Auftreten des G i t t e r s t r o m s, der einen Bruchteil des Anodenstromes darstellt und sich beim Meßvorgang ebenfalls ändert. Die Eigenzeit wird beim Ablaufgrad $^1/_{1000}$ mindestens $t = \sim R \cdot C \cdot \ln 1000 = \sim 7 \cdot R \cdot C$. Bei vorteilhaftester Wahl ist die Eigenzeit nicht größer als die Schwingungsdauer t_s im Beobachtungsinstrument zu wählen, so daß ein Maximalwert

$R_{max} = \frac{C \cdot \ln 1/\beta}{t} = \sim 3 \cdot 10^{11}\ \Omega$ folgt; wegen zusätzlicher Apparaturkapazitäten wird dieser auf mindestens $7 \cdot 10^{10}\ \Omega$ erniedrigt.

Verschiedenheiten zwischen beiden Instrumenten bestehen in Bez. auf:

	Elektrometer	Röhrenelektrometer
1. Meßvorgang	Potentialverschiebung + mech. Verschiebung	Potentialverschiebung
2. Beobachtungsmittel	Statische Ablenkung von Faden oder Nadel	Aenderung des stationären Anodenstromes
3. Rückwirkung	Kapazitätsänderung (statische Größe)	Gitterstromänderung (stationäre Größe)

II. Die Grenzen des Röhrenelektrometers.

Sobald man in die Grenzgebiete der vorliegenden Meßmethode kommt, müssen sich von drei verschiedenen Seiten des Problems her Schwierigkeiten bemerkbar machen, die miteinander die Grenze bestimmen:

1. Meßzeit, R·C kann nicht beliebig klein gemacht werden und muß, wie beim Elektrometer, die Grenzempfindlichkeit bestimmen.
2. Beobachtungsmittel. Die Beobachtung des Elektrometerspiegels durch einen Lichtstrom brachte keine neuen Schwankungen. Die Beobachtung des Gitterpotentials durch den Anodenstrom i_a bringt dagegen neue Störungen, die aus dessen Herstellungsvorgang resultieren.
3. Meßpotential. Das Gitterpotential hat stationären Charakter, alle Schwankungen des Anodenstromes werden sich im Gitterstrom wiederfinden.

a) Anodenstrom.

Aeußere Störungen sind als elektrostatische (isoliertes Gitter) oder magnetische (hochkompensierter Anodenstrom) möglich; erstere sind bei genügender Sorgfalt völlig, letztere

nie ganz zu beseitigen, fallen jedoch meist unter die Beobachtungsgrenze. Aenderungen der Betriebsspannungen lassen sich in hohem Grade kompensieren, soweit es langsame Aenderungen sind; die Heizstromquelle als die am stärksten belastete spielt die Hauptrolle (s. Teil F, S. 27). Raschen Schwankungen gegenüber ist eine Erhöhung der Wärmeträgheit des Heizfadens wirksam.

Die wichtigste Störungsquelle ist jedoch die Emission des Heizfadens. Wie aus der Richardson-Gleichung $J = A \cdot T^2 \cdot \varepsilon^{-\frac{\beta}{T}}$ folgt, können sich, abgesehen von T, in atomaren Dimensionen zwei Konstanten, nämlich A und β, ändern (Funkeleffekt); dazu können Schwankungen durch die Elektronenstruktur des Anodenstromes kommen (Schroteffekt). Eine weitere Möglichkeit besteht in der Einwirkung auf die Elektronen während ihres Vakuum-Weges: Außer magnetischen Wirkungen (S. o.) sind elektrostatische Wirkungen der Rohrwände nicht ausgeschlossen.

Der Schroteffekt fällt unter die bisher übliche Beobachtungsgrenze. Der Funkeleffekt ist jedoch für die Praxis wesentlich und bringt in der Tat Störungen (s. w. u.).

b) Gittersystem.

Betrachtet man das Gittersystem als ein rein elektrometrisches System mit den beim Elektrometer (s. S. 3 und 4) behandelten Schwankungen, so zeigt sich, daß bei normalen Verhältnissen diese Schwankungen solange unter die Beobachtungsgrenze fallen, als die Gitterzeit (Produkt $7 \cdot R \cdot C$) nicht sehr klein wird. Da R konstant bleibt und die Bedingungen für eine an sich mögliche Verkleinerung der Kapazität C durch Rückkopplung noch nicht gegebenen erscheinen, stehen derartige Störungen vorläufig nicht zur Diskussion.

Die Störungen des Gitterpotentials rühren vom Gitterstrom her, und zwar in zweifacher Weise:

1. Das Ruhepotential des Gitters ist durch den Gitterstrom stationär geworden; die in ihm vorhandenen Schwankungen werden sich je nach dem Anteil, den der Gitterstrom am Gitter-Ruhestrom ausmacht, an ihm zeigen und wachsen mit der Absolutgröße des Gitterstromes.

2. Die Gitterableitung wird durch die Steilheit der e_g-i_g-Kennlinie (s. w. u.) bestimmt und geht also mit der Aenderung der Gitterstromsteilheit (s. w. u.).

C. Das Gittersystem.

Die Wichtigkeit des Gitterstromes rechtfertigt seine eingehende Behandlung. Man hat drei Fragen zu untersuchen:

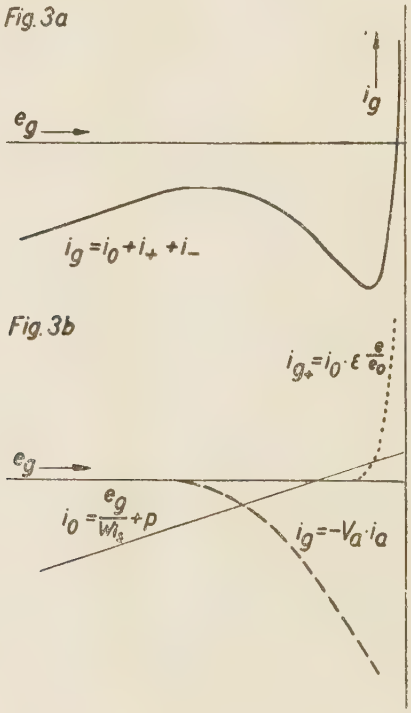
I. Wie ändert sich der Gitterstrom mit den Betriebsdaten?

II. Verhalten des Gitterpotentials bei angelegtem Meßwiderstand.

III. Wann bringt der Meßstrom eine maximale Potentialänderung am Gitter hervor?

I. Gitterstrom bei Variationen der Betriebsdaten.

1. Bei normaler Anodenspannung zeigt der Gitterstrom einer Verstärkerröhre in Abh. von der Gitterspannung einen Verlauf, wie er in Fig. 3 a dargestellt ist, wobei sich der Strom aus drei Teilen zusammensetzt (in Fig. 3 b getrennt).



a) der Anlaufstrom (punktiert) $i_{g+} = i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}}$ Der Ansatzpunkt auf der e_g-Achse hängt von i_k und den Kontaktpotentialen der Elektroden ab.

b) Der Ionisationsstrom $i_{g-} = - V_a \cdot k \, (e_g + D \cdot e_a)^{3/2}$ (gestrichelte Kurve) besteht aus Ionen, die proportional dem Anodenstrom (Vakuum-Faktor $V_a = \frac{i_{g-}}{i_a}$) erzeugt werden und auf das Gitter treffen.

c) Der Isolationsstrom $i_{g_0} = \frac{e_g}{w_{is}} + p.$ (ausgezogen). In diesem Strom seien alle Ströme zusammengefaßt, die sich, wie der wirkliche Isolationsstrom, vollkommen oder angenähert linear mit e_g ändern. Dazu gehören: Der Ionenstrom, der direkt der Emission des Heizfadens entstammt; der lichtelektrische Strom, der durch die dauernde Belichtung des Gitters vom Heizfaden her entsteht. Nicht hierher, sondern zum Ionisationsstrom ist zu rechnen:

d) Der lichtelektrische Sekundärstrom. Er kommt dadurch zustande, daß die durch Elektronenstoß bis zur ersten Stufe angeregten Restgasmolekeln Licht (im U. V.) emittieren, welches eine lichtelektrische Emission am Gitter verursacht. Dieser Strom ändert sich mit e_g genau so, wie i_{g-}, nur ist V_a durch einen aequivalenten Faktor ersetzt. Genau wie V_a beim Ueberschreiten der Ionisierungsspannung erleidet dieser Faktor beim Ueberschreiten der Anregungsspannung eine starke Aenderung, sodaß unterhalb der niedrigsten Anregungsspannung der vermutlichen Restgase (N_2, O_2; niedrigstes Potential 7,5 Volt) dieser Strom verschwindet. Man kann rechnerisch diesen Strom durch Aenderung von V_a in i_{g-} mit einbeziehen (s. S. 9, Abs. b), was im folgenden stets ohne besondere Anmerkung geschehen soll. Der dann resultierende „Vakuum-Faktor" ändert sich also mit der Anodenspannung unregelmäßig (besonders bei den Anregungs- und Ionisierungsspannungen); jedenfalls sinkt er monoton.

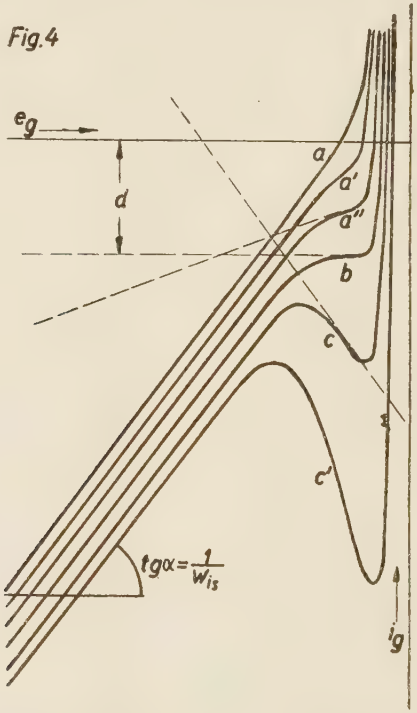
Ferner sei für alle rechnerischen Entwicklungen angenommen, daß der Anodenstrom (und alle mit ihm proportionalen Ströme) $i_a = k \, (e_g + D \cdot e_a)^{3/2}$ für alle Werte $e_g < - D \cdot e_a$ identisch gleich Null sei. Ebenso sei vorausgesetzt, daß die der Anlaufkurve zugrunde gelegte Beziehung exakt gelte, was keineswegs genau oder für alle Anordnungen der Fall ist.

2. Bei e_a-Variationen von 4—100 Volt erhält man eine Kurvenschar (Parameter e_a) mit drei charakteristischen Fällen (Fig. 4).

F a l l a. Der Ionisationsstrom i_{g-} ist noch nicht merkbar, der Anlaufstrom schließt sich direkt an die Isolationsgrade an.

$$i_g = \frac{1}{w_{is}} e_g + p + i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}}$$

F a l l b. Durch Ueberlagerung von i_{g-} entsteht eine im mittleren Teil horizontale Kurve. Es existiert eine horizontale Wendetagente im Abstand -d von der e_g-Achse.



F a l l c. Es entsteht durch i_{g-} ein Minimum (je höher e_a, desto schärfer).

$$i_g = \frac{e_g}{w_{is}} - V_a \cdot k\,(e_g + D \cdot e_a)^{3/2} + i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} + p.$$

3. Die i_h-Variation bringt wenig neue Gesichtspunkte. Wegen der Trägheit der Wärmewirkungen und der Verschiedenheiten der Glasisolation (T-Abhängigkeit) lassen sich allgemeine Aussagen nicht machen.

4. Vakuum-Faktor V_a. Wir greifen den Fall sehr guten und sehr schlechten Vakuums heraus. Variiert man e_a wie vorher, so ergibt sich bei geringem V_a, daß erst bei sehr hohen e_a-Werten (60 Volt und mehr) Kurven vom Typus b (s. Fig. 4) entstehen. Die Kurven a, b, c, sind in die Kurven a, a' und a" übergegangen. Bei schlechtem Vakuum entstehen schon bei $e_a = 15$—20 Volt Kurven vom Typus b oder c.

5. Isolation w_{is}. Nicht allein ein (im allgemeinen festgelegter) Wert V_a bestimmt die Anodenspannung, bei der Horizontalität (Typus b, Fig. 4) eintritt, sondern in gleicher Weise die Neigung $1/w_{is}$ der Isolationsgeraden. Man kann also zu jedem w_{is} bei festgelegtem V_a und i_h einen und nur einen e_a-Wert angeben, bei dem Horizontalität (Kurve b) erreichbar ist.

Kurven vom Typus a', a" und b sind also nur durch Mitwirkung des Ionisationsstromes i_g möglich[1]); der lineare Teil der Kurven a ist allerdings oft so schwach geneigt, daß man selbst bei empfindlicher Messung ihn für horizontal hält. Horizontalität ist jedoch exakt nur durch Ueberlagerung von i_g möglich und auch dann nur in einem Punkt.

II. Isoliertes Gitter.

Während bisher der Widerstand der Gitterzuleitung gering war, muß jetzt das Verhalten des Gitterpotentials bei angelegtem Meßwiderstand w_m ($\sim 10^9$—10^{11} Ω) diskutiert werden. Das Gitterpotential e_g unterscheidet sich jetzt aber (s. Fig. 5) von dem Vorspannungspotential B_v um den Spannungsabfall $i_g \cdot w_m$. Wichtig ist die Abhängigkeit des Gitterpotentials e_g von B_v und w_m, von der Isolation w_{is} und von i_m.

1. Freies Gitter.

Stellt man (s. Fig. 5) B_v so ein, daß durch w_m kein Strom mehr fließt, so kann man offenbar den Gitterkreis ohne Gleich-

[1]) In der Literatur wird häufig aus solchen Kurven auf die Abwesenheit von Ionisationsströmen geschlossen; s. Du Prel und M. Schein, l. c.

gewichtsstörung[2]) entfernen. Dies „freie Gitter" hat dann also ein definiertes Potential, das sich aus der Gleichung[3])

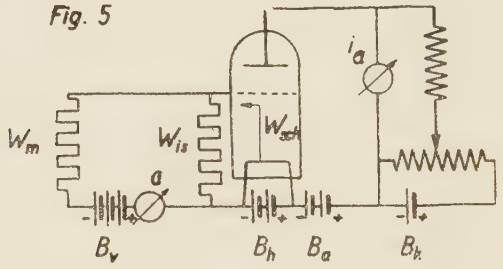
$$(1) \qquad i_g = -V_a \cdot k \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{3/2} + i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} + \frac{e_g}{w_{is}} = 0$$

(s. S. 10, Fall c) graphisch durch Schnitt mit der e_g-Achse (i. Folg. „Methode I")oder durch Schnitt der Isolationsgraden („Methode II")

$$(2) \qquad y = -\frac{e_g}{w_{is}} \text{ mit der restlichen Stromkurve}$$

$$y = -V_a \cdot k\,(e_g + D \cdot e_a)^{3/2} + i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}}$$

leicht ermitteln läßt.



2. Ruhepotential mit e_g und B_v.

Legt man (Fig. 5) parallel zu dem (gesondert gezeichneten) Isolationswiderstand w_{is} der Röhrenglaswand den Meßwiderstand w_m über B_v und das Strommeßinstrument G, so teilt sich erstens der aus dem Vakuum der Röhre fließende Strom[4]) $\varphi\,(e_g) = i_{g+} + i_{g-}$ nach Maßgabe von w_m und w_{is}, zweitens fließt im Kreis w_m — w_{is} — B_v ein Ohmscher Strom. Durch Addition dieser Ströme in w_{is} entsteht ein Spannungsabfall

[2]) Am kompensierten Anodenstrom sehr empfindlich feststellbar.

[3]) „Gleichung der Gitterstromkurve"; die Größe **p** ist fast immer zu vernachlässigen.

[4]) Es gilt also (s. S. 10, Fall c) $i_g = \varphi\,(e_g) + \frac{e_g}{w_m}$

(3) $e_g = -w_{is}\left(\frac{B_v}{w_{is}+w_m} + \varphi(e_g)\frac{w_m}{w_m+w_{is}}\right)$, was umgeformt

(4) $e_g = -W^*\left[\frac{B_v}{w_m} + \varphi(e_g)\right]$ ergibt, wo

(5) $W^* = \frac{1}{\frac{1}{w_m}+\frac{1}{w_{is}}} = \frac{w_m \cdot w_{is}}{w_m + w_{is}}$ gesetzt ist.

Da der Strom in Gl. 4 von e_g selbst abhängt, hat man

(6) $$+\frac{e_g}{W^*} + \frac{B_v}{w_m} + \varphi(e_g) = 0$$

nach e_g aufzulösen, um das Ruhepotential bei beliebigem w_m und B_v zu erhalten; man benutzt ein Näherungsverfahren[5]) oder eine der graphischen Methoden (s. oben).

3. Zustandskurve des Gitters.

Die Lösung der Gl. (6) erfolgt (Methode II) nach der Teilung

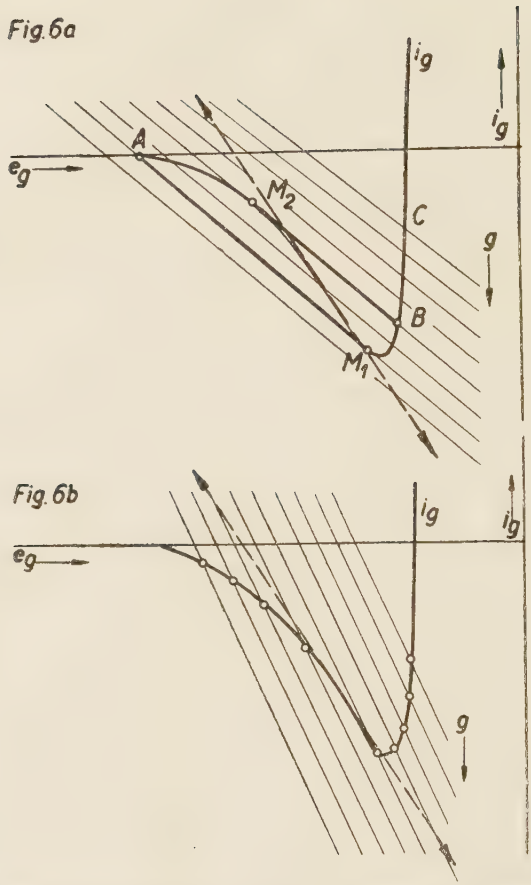
(7a) $$y = -\frac{B_v}{w_m} - \frac{e_g}{W^*}$$

(7b) $$y = -k \cdot V_a \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{3/2} + i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} = \varphi(e_g).$$

(7c) $$W^* = \frac{w_m \cdot w_{is}}{w_m + w_{is}}$$

Den Schnitt der Kurve (7a) — einer Geraden der Neigung $\left(-\frac{1}{W^*}\right)$, die sich proportional zu B_v parallel verschiebt — mit der Kurve $\varphi(e_g)$ zeigt Fig. 6 a. Bei wachsendem B_v, d. h. abwärts wandernder Geraden g wird die Kurve von C über B und M_1 auf dem Weg M_1A durchlaufen, rückwärts von A über M_2 und den Weg M_2B nach C: Eine Kipperscheinung, die von Barkhausen[6]) untersucht, zwar für die vorliegenden Fragen nicht wichtig, aber doch allgemein interessant ist. Bei stärkerer Neigung des Geradensystems g wird die Kurve völlig stetig durchlaufen (Fig. 6b), sobald eine bestimmte Neigung

[5]) S. Barkhausen, Elektronenröhren I, S. 136 ff.
[6]) Barkhausen, l. c.



— die „kritische Neigung" der Wendetangente (gestrichelt) — überschritten wird. Ruft man die Neigungsänderung des Geraden-Systems g durch Verkleinerung von w_m hervor (Gl. 7a), so ändert sich zugleich die Wirksamkeit des Parameters B_v, da W* sich ebenfalls mit w_m ändert. Aus Fig. 6 geht hervor, daß für j e d e gegebene Kurve φ (e_g) (die durch V_a, e_a oder w_{is} sehr stark variieren kann), i m m e r eine Geradenrichtung und damit ein Wert w_m existieren muß, für welchen die Aenderung von B_v eine g e r a d e n o c h stetige e_g-Aenderung eintritt. Insbesondere bei großem e_a wird der zugehörige erforderliche

Meßwiderstand kleiner sein, als er nach allgemeineren Prinzipien gemacht werden müßte. Wie später gezeigt wird, gibt gerade diese „kritische Neigung" die Möglichkeit sehr hoher Verstärkungen.

III. Der Meßstrom.

Fließt ein (von e_g nicht abhängiger, s. S. 2) Meßstrom i_m auf das Gitter, so kommt in Gl. 7 ein je nach Stromrichtung positives oder negatives Glied i_m hinzu, das genau so wirkt wie die Größe $\frac{B_v}{w_m}$, also eine Verschiebung des Gradensystems um eine Größe di_m zur Folge hat:

Fall A. Bei merkbarem i_g ergibt sich

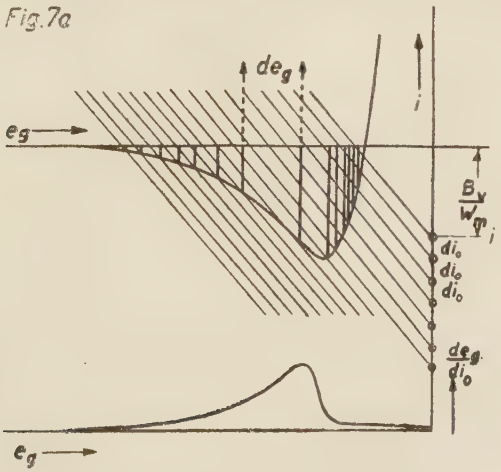
$$(8)\quad y = \pm i_m - \frac{B_v}{w_m} - \frac{e_g}{W^*}$$

$$y = \varphi(e_g) = -k \cdot V_a (e_g + D \cdot e_a)^{3/2} + i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}}.$$

Das Gleichungssystem wird gelöst durch Schnitt eines Gradensystems konstanter Neigung $(-\frac{1}{W^*})$ und dem Parameter i_m mit der Kurve $y = \varphi(e_g)$. (Fig. 7a.)

Die differentiellen Gitterspannungsänderungen, die beim Fließen eines kleinen Meßstroms entstehen, wachsen von

Fig. 7a

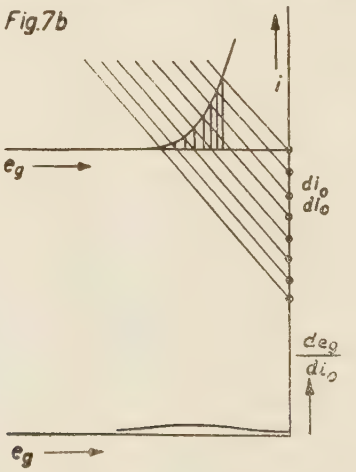


links her bis zu einem Optimum, um dann stark unsymmetrisch abzunehmen. Die Größe $\frac{de_g}{di_m}$ wird die unterhalb dargestellte Form haben. („Jonisierungs-Verstärkung".) Bei geringer Neigung der Geraden ergibt sich Unstetigkeit wegen der drei Lösungen.[7] [8])

Fall B. Bewirkt man das Verschwinden des Jonisationsstroms auf irgendeine Weise, so ergibt sich Figur 7b mit völlig stetiger und monotoner Aenderung der Größe $\frac{de_g}{di_m}$. (Reine „Widerstandsverstärkung".)

IV. Empfindlichkeit.

Bisher wurde die Wirkung des Meßstroms i_m auf das Gitterpotential e_g behandelt; es fehlt noch die Wirkung von e_g auf den Anodenstrom i_a, die bekanntlich durch die Steilheit $S = \frac{di_a}{de_g}$ gegeben ist. Ein di_m verursacht am Gesamtgitterwiderstand W (S. w. u.) ein $de_g = W \cdot di_m$, und dies wieder eine Anodenstromänderung $di_a = S.\ de_g = S.\ W.\ di_m$.



[7]) In Fig. 7a und 7b hat überall di_m statt di_o zu stehen.
[8]) S. S. 13 Fig. 6a.

Das Verhältnis

$$\frac{di_a}{di_m} = W.\,S = V \tag{9}$$

heißt der Verstärkungsfaktor. Bei gebräuchlicher Definition der Galvanometerempfindlichkeit s[9]) habe die Größe di_a einen Ausschlag von α Skalenteilen zur Folge; dann wird $s = \frac{\alpha}{10^{6} \cdot di_a}$, woraus man mit (9) die Stromempfindlichkeit des Röhrenelektrometers als folgende Größe erhält:

$$E_i = \frac{\alpha}{10^{6} \cdot di_m} = W.\,S.\,s = V \cdot s. \tag{10}$$

Darin ist $W = \frac{1}{\frac{1}{w_m} + \frac{1}{w_{is}} + \frac{1}{w_{sch}}}$, wobei der Scheinwiderstand $w_{sch} = \frac{1}{\frac{di_g}{de_g}}$ ist. Die Spannungsempfindlichkeit wird analog mit Gl. (9) $E_v = \frac{\alpha}{10^{6}\, de_g} = S \cdot s$, sodaß die Beziehungen

$$E_i = W \cdot S \cdot s = V \cdot s = E_v \cdot W \tag{11}$$

gelten. Wie man sieht, hat E_v nichts mit Widerstandsfragen zu tun, und der Verstärkungsfaktor V nichts mit der Galv.-Empfindlichkeit s. Vollständig ist keine der drei Angaben. Wichtig erscheint, daß die umfassendere Angabe die Stromempfindlichkeit E_i ist. Denn es ist bei Angabe einer hohen Empfindlichkeit immer möglich, die Verstärkung bis an die ihr überhaupt gezogenen Grenzen zu erhöhen. Hingegen ist es nicht möglich, bei kleiner Empfindlichkeit durch höhere Verstärkung die Empfindlichkeit irgendwie weiterzutreiben.

Der Grund liegt in der Bedeutung der i_a-Schwankungen. Die Größe W ist durch die Gitterzeit (s. o.) begrenzt; S kann bei Verwendung von Raumladegitter-Röhren optimal gemacht werden. Der Galv.-Empfindlichkeit s ist durch die

[9]) s = Anzahl Skalenteile für 10^{-6} Amp.

Anodenstromschwankungen ein Ziel gesetzt. Die ganze Frage konzentriert sich auf diesen letzten Punkt.

Ferner können Schwankungen am Gitter auftreten, da die Größe W implizit die Gitterstromsteilheit (S. 12 Fig. 5) enthält. Umsomehr gilt dies, wenn (Fall A, S. S. 15) der Jonisationsstrom nicht unterdrückt, sondern zur Verstärkung herangezogen wird. Es liegt hiermit Grund genug vor, die Fragen der Schwankungen denen der Verstärkung ebenbürtig an die Seite zu stellen (S. w. u.).

D. Verstärkung und Empfindlichkeit.

I. Verstärkung.

Hohe Verstärkung bedingt, wie schon erwähnt, nicht notwendig hohe Empfindlichkeit, da zu den Faktoren der Verstärkung (W und S) die gerade noch benutzbare „Effektive" Galv.-Empfindlichkeit s kommt, welche implizit die Höhe der Schwankungen des Anodenstroms enthält. Andererseits unterscheiden wir nach „Widerstandsverstärkung" ($e_a < 7{,}5$ Volt) und „Jonisierungsverstärkung" ($e_a > 7{,}5$ Volt), da oberhalb 7,5 Volt alle vom Vakuum und dessen Konstanz abhängigen Ströme entscheidenden Einfluß auf die Verstärkung haben.

1. $e_a < 7{,}5$ Volt (Widerstandsverstärkung).

Da die Optima für e_a und i_h (beide möglichst hoch, bis an die gesetzten Grenzen) festliegen, ist nur noch die Verstärkung in Abhängigkeit von der Gitterspannung zu bestimmen. Es interessiert also die Stelle $(e_g)_{max}$, an der dies Maximum liegt und der Wert $(V)_{max}$ für die Verstärkung an dieser Stelle. Die Beziehung für die Verstärkung (W = Gesamtwiderstand) lautet

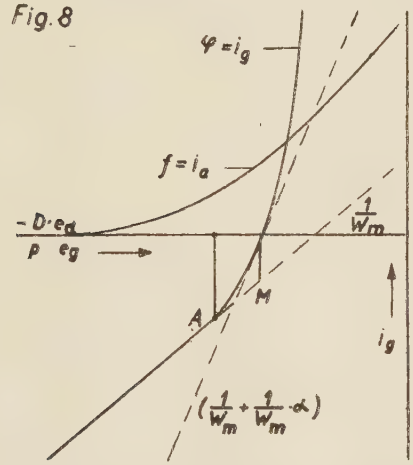
$$(12)\quad V = W \cdot S = \frac{1}{\frac{1}{w_m} + \frac{1}{w_{is}} + \frac{1}{w_{sch}}} \cdot {}^3/_2\, k\, (e_g + D \cdot e_a)^{1/2}.$$

worin w_{sch} der „scheinbare Widerstand" der Anlaufkurve ist.

Nehmen wir $w_m \ll w_{is}$ an und setzen

(13) $\frac{1}{w_{sch}} = \frac{di_g}{de_g} = \frac{i_o}{e_o} \varepsilon \cdot \frac{e_g}{e_o}$, so ergibt sich

(14) $V = \frac{1}{\frac{1}{w_m} + \frac{i_o}{e_o} \cdot \varepsilon \frac{e_g}{e_o}} \cdot {}^3/_2 \, k \, (e_g + D \cdot e_a)^{1/2} = \frac{f'}{\varphi'}$,



wenn f und φ die Anoden- und Gitterstromfunktion bedeuten. Ist A der Ansatzpunkt der Anlaufkurve (S. Fig. 8), an dem die Neigung von φ noch merklich $\frac{1}{w_m}$ ist, so wird kurz hinter A das Verstärkungsmaximum liegen, da von da an der Gitterwiderstand mit e_g exponentiell sinkt, die Anodensteilheit aber nur mit $\sqrt{e_g}$ geht. Für $\varphi' = 2 \cdot \frac{1}{w_m}$ ist das Maximum sicher schon überschritten, der Wert $\varphi' = {}^3/_2 \; \frac{1}{w_m} = \frac{1}{w_m} + \frac{i_o}{e_o} \varepsilon \frac{e_g}{e_o}$ eine gute Nährung sein, aus welcher Bedingung sich ergibt:

(15) $(e_g)_{max} = e_o \cdot \ln \frac{e_o}{2\, i_o\, w_m}$

$$(V)_{max} = k \cdot w_m \left(e_o \cdot \ln \frac{e_o}{2\, i_o\, w_m} + D.\ e_a\right)^{1/2}.$$

Mit plausiblen Zahlenwerten ($k = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$, $e_o = 0{,}2$, $i_o = 10^{-8}$, $D = 0{,}3$, $e_a = 7{,}5$, $w_m = 10^{11}\Omega$) erhält man $(V)_{max} = \sim 10^6$.

2. $e_a > 7{,}5$ Volt (Ionisierungsverstärkung).

Der Ionisationsstrom bringt negative Gitterwiderstände, die Anodenspannung ist nicht festgelegt; daraus resultieren kompliziertere Verhältnisse. Setzt man wieder $w_{is} \gg w_m$, so wird die Verstärkung

(16) $$V = W \cdot S = \frac{1}{\frac{1}{w_m} + \frac{1}{w_{sch}}} \cdot {}^3/_2\, k\, (e_g + D \cdot e_a)^{1/2} \cdot$$

Der Gitterstrom wird zu

$$i_{g+} - i_{g-} = i_o \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} - k \cdot V_a \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{3/2}$$

und die Verstärkung

(17) $$V = \frac{{}^3/_2\, k\, (e_g + D \cdot e_a)^{1/2}}{\frac{1}{w_m} + \frac{i_o}{e_o}\, \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} - \frac{3}{2}\, V_a \cdot k\, (e_g + D e_a)^{1/2}} = \frac{f'}{\varphi'}$$

Da bei Röhren das Vakuum im allgemeinen festliegt, interessiert also diejenige kritische Anodenspannung $e_a = (e_a)_{krit}$, bei der der Nenner verschwindet und V unendlich wird, und der Gitterspannungswert $(e_g)_{max}$, bei dem für $e_a = (e_a)_{krit}$ der Wendepunkt der i_g — Funktion liegt.

a.	$e_a = (e_a)_{krit}$	$\varphi' = O$. (unendliche Verstärkung)
b.	$e_a < (e_a)_{krit}$	$\varphi' > O$. (stabile Verstärkung)
c.	$e_a > (e_a)_{krit}$	$\varphi' < O$. (Kipperscheinungen)

Grenzfall a. $e_a = (e_a)_{krit}$.

Aus den Bedingungen für eine horizontale Wendetangente der Funktion φ:

$$\varphi' = O$$
$$\varphi'' = O$$

folgen die Gleichungen

$$(18)\quad \varphi' = \frac{1}{w_m} + \frac{i_o}{e_o}\,\varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} - V_a \cdot \frac{3}{2} k\,(e_g + D \cdot e_a)^{1/2} = O$$

$$\varphi'' = \frac{i_o}{e_o^2} \cdot \varepsilon^{\frac{e_g}{e_o}} - {}^3/_4\, V_a \cdot k\,(e_g + D \cdot e_a)^{-1/2} = O$$

Man eliminiert $u = (e_g + D \cdot e_a)^{1/2}$ und erhält eine Gleichung für $z = \varepsilon^{\frac{e_o}{e_g}}$

$$z^2 + \frac{e_o}{w_m\, i_o} z - \frac{e_o^3}{2\, i_o^2} c = O, \text{ wo } c = \frac{3}{2} k V_a \text{ ist.}$$

Der positive z-Wert liefert

$$(19)\quad (e_g)_{krit} = e_o \ln \frac{e_o}{2\, w_m\, i_o} \left(-1 + \sqrt{1 + 2\, e_o\, w_m\, c^2}\right)$$

$$(e_a)_{krit} = \frac{1}{D}\left[\frac{1}{4\, c^2 w_m^2}\left(1 + \sqrt{1 + 2\, e_o\, w_m^2 c^2}\right) - (e_g)_{max}\right]$$

Hierbei gelten die S. 9, Tl. 1d angeführten Voraussetzungen und Einschränkungen. Die so berechneten Werte sind wegen der Unsicherheit von V_a nur als Nährungswerte zu betrachten, besonders im Gebiet 7,5 bis 13 Volt; bei höheren e_a sind Korrektionen zu vernachlässigen.

Theoretisch wird die Verstärkung für diese Werte unendlich groß. Die Gitterzeit verbietet es über $W \sim 10^{11}$ Ω hinauszugehen. Praktisch wichtig ist also nicht dieser Grenzfall, sondern irgend ein Fall, der von kleinen e_a-Werten her sich diesem Grenzfall nähert.

Fall b. $e_a < (e_a)_{krit}$.

Aus der höchst zulässigen Gitterzeit folgt ein Maximalwert für den Widerstand, dessen Reziprokwert $\frac{1}{W_{max}} = a$ wir als gewünschte Neigung der Gitterstromlinie vorgeben wollen. Man sucht die Anodenspannung, bei der diese Neigung eintrifft, und wünscht die Abszisse und den Wert des Verstärkungsmaximums zu wissen. Nach der angegebenen Methode (s. S. 21) wird:

$$(20)\quad (e_g)_{max} = e_o \ln \frac{e_o}{2i_o}\left[-\left(\frac{1}{w_m} - a\right) + \sqrt{\left(\frac{1}{w_m} - a\right)^2 + 2c^2 e_o}\right]$$

$$(e_a)_{max} = \frac{1}{4c^2 D} \cdot \left[\left(\frac{1}{w_m} - a\right) + \sqrt{\left(\frac{1}{w_m} - a\right)^2 + 2c^2 e_o}\right]^2 - \frac{(e_g)_{max}}{D}$$

Fall c. $e_a > (e_a)_{krit}$.

Setzen wir die Größe a negativ an, so ergibt sich der Fall der Labilität (s. S. 13). Es gibt drei Arten von Gebieten auf der e_g-Achse (siehe Fig. 6a), in deren erstem e_g beliebig, in deren zweitem e_g nur von je einer Seite und in deren drittem e_g überhaupt nicht eingestellt werden kann, soweit man die Batterievorspannung B_v variiert. Der Vollständigkeit halber seien die wichtigsten Beziehungen hier angeführt. Ist man weit vom Wert $(e_a)_{krit}$ entfernt, so wird das Maximum von i_g nicht mehr beeinflußt, so daß aus der Bedingung

$$(21)\quad \varphi' = \frac{1}{w_m} - V_a \cdot \frac{3}{2} k \cdot (e_g + D \cdot e_a)^{1/2}$$

der Wert $(e_g)_{max} = \frac{1}{w_m c^2} - D \cdot e_a$ folgt.

Der Abstand dieses Maximums von Punkt P : $-D \cdot e_a$ ist also nahezu abhängig von e_a[10]).

Die Höhe dieses Maximums ergibt sich leicht zu

$$(22)\qquad (i_g)_{max} = \frac{1}{3 w_m^2 c^2} - \frac{D \cdot e_a}{w_m}.$$

Für das Minimum setzt man in erster Näherung den Wendepunkt oder den Schnitt von φ mit einer durch Wendepunkt und Maximum gehenden Graden, da eine exakte Berechnung nicht möglich ist. Hat man Minimum und Maximum bestimmt (Einsatzpunkte der Sprünge), so erhält man die Endpunkte der Sprünge durch Schnitt von Maximum- bezw. Minimumtangente mit φ. Damit sind die vier entscheidenden Punkte der Gitterzustandskurve bestimmt; für den Fall $e_a > (e_a)_{krit}$ kennt

---

[10]) Aus der Bez. $\frac{d(e_g)_{max}}{de_a} = -D$ folgt, daß aus der Verschiebung von $(e_a)_{max}$ bei e_a-Varitation der Durchgriff ohne Kenntnis der Arbeitskennlinie bestimmbar ist.

man so den Gang des Gitterpotentials. Die Lage des Verstärkungsmaximums wurde bisher ohne den Einfluß der Steilheit angegeben. Eine Korrektion, die das Anwachsen der Steilheit berücksichtigt, liefert dann etwas positivere e_g-Werte für die Lage des Maximums, die Korrektion muß mit der Verstärkung größer werden.

II. Empfindlichkeit.

1) $e_a < 7{,}5$ Volt (Widerstandsverstärkung).

Die Empfindlichkeit E_i unterscheidet sich von der Verstärkung V durch die Größe s, die die i_a-Schwankungen mit berücksichtigt. Das Minimum der Schwankungen (s. w. u.) fällt sicher nicht mit dem Verstärkungsmaximum zusammen. Um schwierigen Definitionen zu entgehen, wollen wir eine bestimmte Galv.-Grenzempfindlichkeit s_g dann als erträglich annehmen, wenn bei dieser Empfindlichkeit höchstens n Schwankungen von γ Skalenteilen in der Minute eintreten, wobei n, und γ durch die Versuchsnotwendigkeiten gegeben und jeder Konvention offen sein mögen. Die wirkliche i_a-Schwankung in Amp. ist dann $\frac{\gamma}{10^{-6} s_g} = \delta i_a$[11]). Das Verhältnis $\alpha = \frac{\delta_{ia}}{i_a}$ heiße Schwankungsgrenze („relative Konstanz"). In der Regel wird $\gamma = 0{,}1$ bis 0,3 sein und n etwa 1 bis 5. Man hat den Gang von α mit e_g, e_a ung i_h genau zu untersuchen. Wir nehmen an, die Frage sei dahin entschieden, daß α mit e_a und e_g angenähert konstant und mit i_h den in Fig. 12 (S. Teil F) angedeuteten Verlauf habe, was angenähert den wahren Verhältnissen entspricht; dann wird man i_h möglichst hoch zu wählen haben. Stellt man zunächst eine sehr hohe Galv.-Empfindlichkeit s_g ein, so treten sehr hohe Schwankungen auf. Die Frage ensteht, welche Maßnahme zur Verringerung der Schwankungen vorteilhafter ist: Verkleinerung von s, von e_a oder von e_g. In der Steuerspannung ($e_g + D \cdot e_a$) stehen e_g und e_a gleichberechtigt. Man hat also nur zwischen e_g und e_a einerseits und s andererseits zu unterscheiden. Bei s-Aenderung ändert sich E_i proportional. Bei i_a-Aenderung durch e_a

[11]) s_g = Anzahl Skalenteile für 10^{-6} Amp.

oder e_g um p % ändert sich außerdem noch S um $\sim \frac{p}{3}$ %, sodaß dies also der ungünstigere Fall ist. Dies gilt umsomehr, als bei e_g-Aenderung z. B. sich der Wert von w_{max} ungünstiger gestaltet, und die geringere Galv. Empfindlichkeit praktisch sehr willkommen ist.

2) $e_a > 7{,}5$ Volt (Jonisierungsverstärkung).

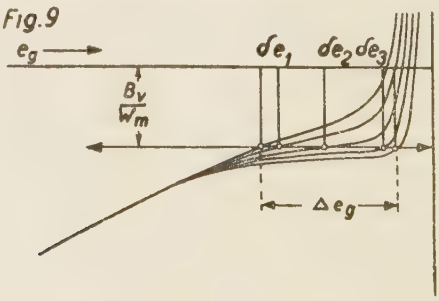
Eine allgemeine Behandlung der Empfindlichkeitsfrage ist nicht möglich, solange die Schwankungen nicht sehr genau bekannt und allseitig untersucht sind. Zu den Schwankungen in i_a kommen die Schwankungen in i_g. vor allem wegen des Vakuumeinflusses wird es nicht möglich sein, allgemein gültige Aussagen zu machen.

Nehmen wir günstigenfalls an, das Vakuum sei so gut, oder das Röhrenvolumen so groß, daß V_a konstant sei. Dann tritt dennoch folgender Effekt auf. Bei irgendwelchen vorhandenen Schwankungen δi_a des Anodenstroms i_a (gleichgültig welcher Herkunft) wird der Jonisationsstrom um $V_a \cdot \delta i_a$ schwanken, diese Schwankung in i_g wirkt sich über den normalen Verstärkungsvorgang, d. h. über W und S, als eine Anodenstromschwankung $\delta i'_a = W.\,S.\,V_a \cdot \delta i_a = V.\,V_a.\,\delta i_a$ aus; durch den um $\delta i'_a$ erhöhten Anodenstrom steigt der Jonisationsstrom um $\delta i'_a \cdot V_a$ bezw. i_a selbst wieder um $\delta i_a'' = (V_a \cdot V)^2 \cdot \delta i_a$ u.s.f. Die Gesamtschwankung beträgt dann

$$\triangle i_a = \delta i_a\,(1 + (V.\,V_a) + (V \cdot V_a)^2 + \ldots\ldots)$$

Ist der Faktor $(V \cdot V_a) > 1$, so wird $\triangle i_a$ beträchtliche Werte annehmen, sodaß durch die starke Verschiebung der i_g-Kennlinie der Einstellpunkt immer positiver wird, bis durch die Umbiegung der i_a-e_g-Kennlinie ein weiteres Anwachsen verhindert wird (S. 24 Fig. 9). Man erhält die Erscheinung, daß ein relativ konstanter Anodenstrom (Prüfung mit kurz-

Fig. 9



geschlossenem Gitter) durch zu große Wahl der Verstärkung V (die Größe V_a liegt ja meistens fest) nach Art einer Rückkopplung verstärkte Schwankungen zeigt.

Ist hingegen $(V \cdot V_a) < 1$, so wird $\triangle i_a = \frac{\delta i_a}{1 - V \cdot V_a}$;

ist $(V \cdot V_a) \sim 0{,}1$, so ist $\triangle i_a$ fast gleich δi_a, d. h. die Anodenstromschwankung wird nicht anders als in ihrer natürlichen Größe auftreten.

Ist z. B. $V_a = 10^{-4}$, so muß $V = \sim 10^3$ gemacht werden, die Verstärkung und also auch die Empfindlichkeit wird im ganzen gering sein.

Ist dagegen $V_a = 10^{-6}$, so kann $V = 10^5$ sein, was etwa mittleren Werten von V entspricht. Notwendig folgt darüber noch nichts über die Empfindlichkeit $E_i = V \cdot s$, da mit einer Aussage über V die Größe s nicht erfaßt wird.

Sofern also bei Gleichstromverstärkungen mit $e_a > 7{,}5$ V · gearbeitet wird, zeigt sich, daß eine vorhandene kleine Anodenschwankung durch schlechtes Vakuum herausgearbeitet werden kann und dann starke Störungen des Anodenstrom liefert.

Bei gutem Vakuum gibt es bei einer bestimmten Anodenschwankung[12]) eine Grenzverstärkung V, die weder durch zu hohes S (z. B. bei Raumladegitterröhren) noch durch zu hohes W (durch hohen Gitterwiderstand w_m oder Annäherung an den Grenzfall $(e_a)_{krit}$) überschritten werden darf.

Anodenschwankung und Vakuumfaktor bestimmen bei Anwendung der Jonisierungsverstärkung die erreichbare Empfindlichkeit.

E. Schwankungen und Empfindlichkeit.

I. Röhrenprüfung.

Die am kompensierten Anodenstrom bei der Galv.-Empf. von 10^{-8} bis 10^{-9} Amp/Sktl. auftretenden Schwankungen wurden experimentell untersucht. An stark vereinfachten Apparaturen (Gitter kurzgeschlossen) wurde gezeigt, daß der Anodenstrom vieler verschiedener Röhren in der gleichen Größenordnung schwankt. Elektrische Schwingungen wurden durch strengen elektrostatischen Schutz, magnetische Störungen

[12]) deren Ursache an sich beliebig sein kann.

durch häufige Nachtversuche (Nähe der Straßenbahnen) als unwesentlich erwiesen.

Genauere Untersuchungen wurden mit folgender Apparatur unternommen: Der Anodenstrom wurde mit Trockenbatterien und Stöpselrheostaten (Belastung $\sim$ 0,5 mA), eventuell mit Akkumulatoren kompensiert, die Galv.-Empf. (S. & H., 5 Sec.) konnte von $5.\ 10^{-6}$ Amp. bis $2.\ 10^{-9}$ Amp. gesteigert werden. Sämtliche Verbindungen waren gelötet, die Zuleitungen zu den Apparaten zuverlässig verschraubt. Die Heizwiderstände waren fest, Veränderung wurde durch verschiedene Lötansätze erreicht. Zwei Sammler großer Kapazität dienten zur Heizung und erwiesen sich nach genügender Vorentladung und sonst richtiger Behandlung als konstant genug für die meisten Zwecke. Schwankungen der Isolation und Kriechströme wurden dadurch vermieden, daß die Leitungen freitragend verlegt wurden.

Die Prüfung vieler alter Röhren zeigte, daß bei normaler Heizung i_a-Schwankungen[1]) von 0,01 bis 0,6 Promille auftraten, deren stoßartiger Charakter (plötzlicher Stoß, langsamer Rückgang) schon mit bloßem Auge trotz häufiger Ueberlagerungen festgestellt werden konnte. Störungen durch Apparaturfehler wurden durch häufige Kontrollversuche (Umbau der Apparatur, Wechsel der Einzelteile) ausgeschlossen.

II. Untersuchung der Schwankungen.

a) Lokalisierung der Schwankungen. Da äußere Störungen nicht die Ursache der Schwankungen waren, konnte nur systematische Einengung der Versuchsbedingungen zum Ziele führen. Bei Variation der Betriebsdaten e_a, i_a und e_g ergab sich keine Aenderung der relativen Schwankung, soweit Beobachtungen mit dem Auge überhaupt Schlüsse erlaubten. Nur bei Aenderung der Heizung ergab sich ein Maximum bei einer bestimmten Fadentemperatur; diese Spur wurde verfolgt an einer Dosimeter-Röhre (Doppelgitter-Röhre der Fa. S. & H., Wolframfaden, getrennte bernsteinisolierte Gitterausführung), mit der die eigentlichen Verstärkungsmessungen gemacht werden sollten. e_a war ständig kleiner als 7,5 Volt; e_g wurde von 0—4 Volt, e_R von 0—10 Volt variiert, wodurch

[1]) Die Definition derselben ist wichtig. Es wurde hier die größte in einem Zug auftretende Schwankung beobachtet, die in etwa 10 Minuten mehrfach auftrat.

höhere Ströme und Steilheiten ($2 \cdot 10^{-5}$ Amp./Volt) resultierten.

Da die Abhängigkeit des i_a vom Heizstrom i_h groß ist (hohe „Heizsteilheit" $\frac{di_a}{di_h}$), war eine ständige Ueberwachung von i_h nötig. Eine Anordnung, bei der gleichzeitig i_a und i_h kompensiert und bei $s = 2 \cdot 10^{-9}$ Amp./mm kontrolliert wurde, gestattete durch Umlegen einer Wippe innerhalb von etwa 2—3 Sekunden den Heizstrom bei einer besonders starken i_a-Schwankung mit demselben Galvanometer zu prüfen. Die Heizsteilheit wurde stets auf zweifache Weise bestimmt; so konnte nachgewiesen werden, daß i_h hätte um 1½ bis 2 Größenordnungen stärkere Schwankungen zeigen müssen, um die i_a-Störungen hervorbringen zu können. Außerdem lag das Störungsmaximum gerade an einer Stelle geringerer Heizsteilheit. Die der Schwankung zu Grunde liegenden Vorgänge waren damit nicht nur auf das Gebiet des Heizfadens, sondern auf den Emissionsvorgang selbst begrenzt. Eine feinere Aufnahme der Schwankungen war nötig.

b) Registrierung. Da weder Saitengalvanometer noch automatische Registriereinrichtung zur Verfügung stand, wurde mit einer Anordnung gearbeitet, die dem Okularfaden des Beobachtungsfernrohrs bei seiner Wanderung auf der Skala einen zweiten, vor der Skala befindlichen Faden nachzuführen gestattete. Wurde der Faden mit dem Okularfaden stets zur Deckung gebracht, so zeichnete ein Uebertragungsmechanismus den zeitlichen Stromverlauf auf ein laufendes Papierband auf. Fehler konnten außer durch die zu hohe Schwingungsdauer (5 Sec.) des Galvanometers durch zu große Trägheit der Beobachtung gegenüber raschen Schwankungen entstehen; die Bewertung geschah entsprechend vorsichtig. Das Bild dieser Schwankungsaufnahmen (Photographisch übertragen und im Verhältnis 1 : 8 verkleinert) zeigt Fig. 11. Die Aufnahmen sind nach wachsenden i_h geordnet, Horizontal-Pfeile geben die Zeitrichtung, Vertikal-Pfeile steigenden i_a.

c) Auswertung[2]). Es lassen sich 2 Ergebnisse ableiten; das eine betrifft die Größe und Häufigkeit, das andere die Form der Einzelschwankung.

---

[2]) Die Auswertung wurde nach den Originalkurven vor der Reproduktion vorgenommen und durch viele weitere Aufnahmen kontrolliert.

Fig. 11 a.

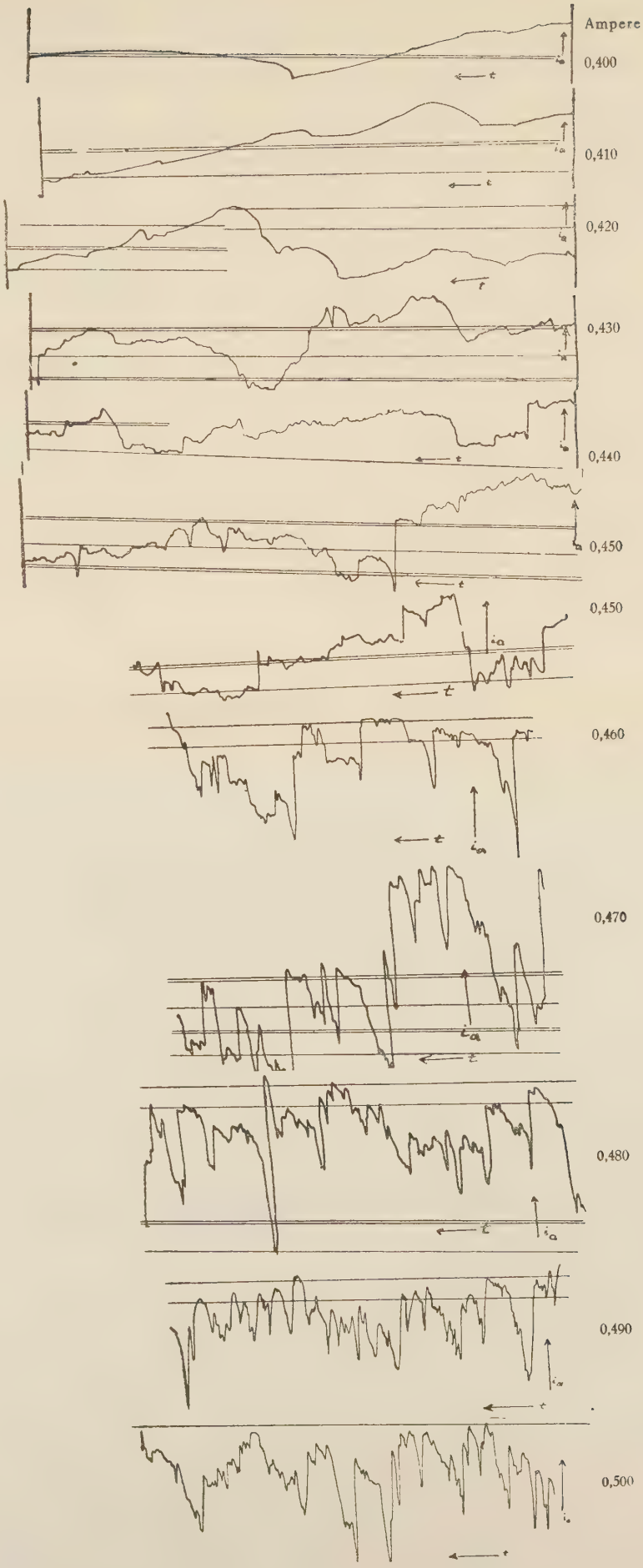
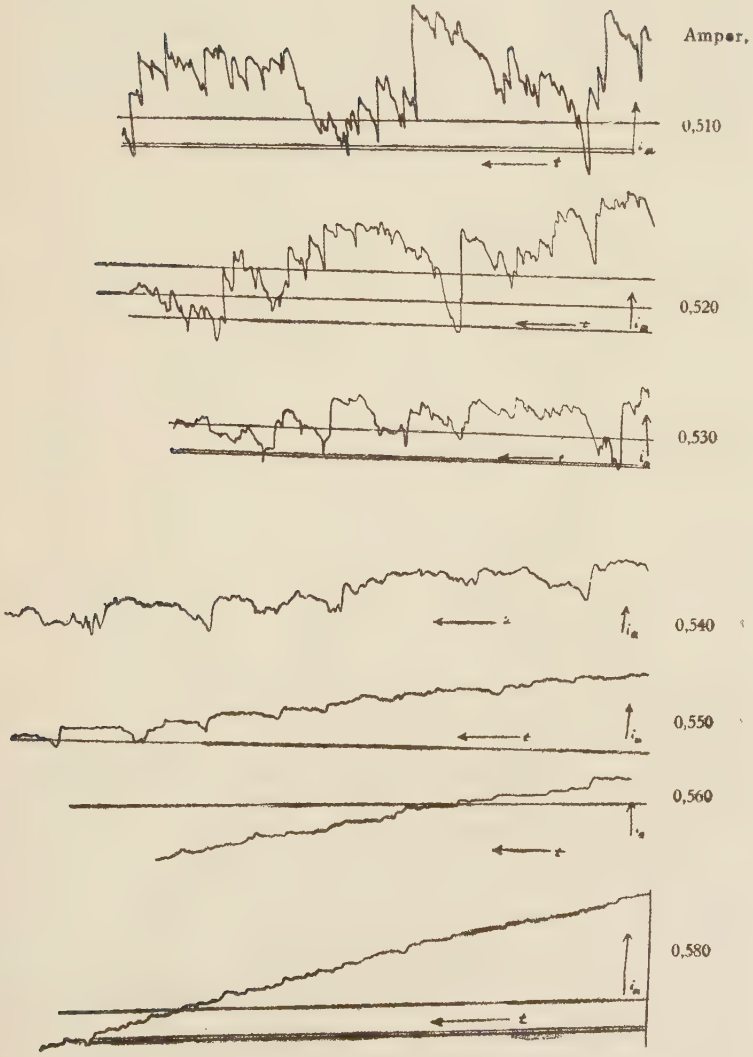
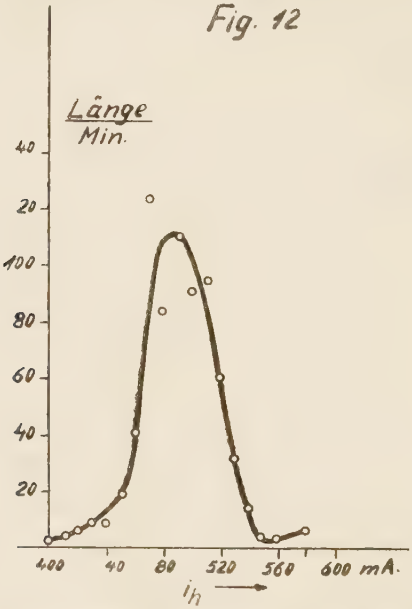

Ampere
0,400
0,410
0,420
0,430
0,440
0,450
0,450
0,460
0,470
0,480
0,490
0,500
t
i_a

Fig. 11 b.



Für die Häufigkeit der Schwankung ist offenbar ein starkes Maximum bei $i_h = 0{,}480$ Amp. vorhanden. Zählungen und Ausmessungen ergaben ein in Fig. 12 dargestelltes Resultat; die Gesamtlänge der Kurven aus Fig. 11 abzüglich der normalen Länge ist als Ordinatenwert aufgetragen, wobei alle Werte auf gleiche Aufnahmezeit bezogen sind. Eine ganze

Fig. 12



Reihe anderer Zählungen (Häufigkeit, Zahl, mittlere Schwankung usw.) ergaben ganz analoge Resultate. Bei höchster Heizung ($i_h = 0{,}600$ Amp., Heizmaß $H = 4$) sind noch kleine Schwankungen von 1 bis $2 \cdot 10^{-9}$ Amp. erkennbar.

Die Form solcher Einzelschwankungen zeigt ein im Folgenden summarisch dargestelltes Bild, nämlich drei, bei steigender Heizung nach einander auftretende Typen. Bei $i_h = 0{,}400$ bis 0,410 Amp. tritt über das normale Absinken des Anodenstroms[3]) ein plötzlicher Ausbruch (Fig. 13 Teil a, Pfeil 1, 2, 3, 4 u. Fig. 13 c) mit exponentiellem Rückgang zur ursprünglichen Neigung[3]) (Typus 1). Die Anfangsspitze nach der Gegenseite wurde in vielen Fällen beobachtet und scheint reell

3) Infolge Absinkens der Akkumulatoren.

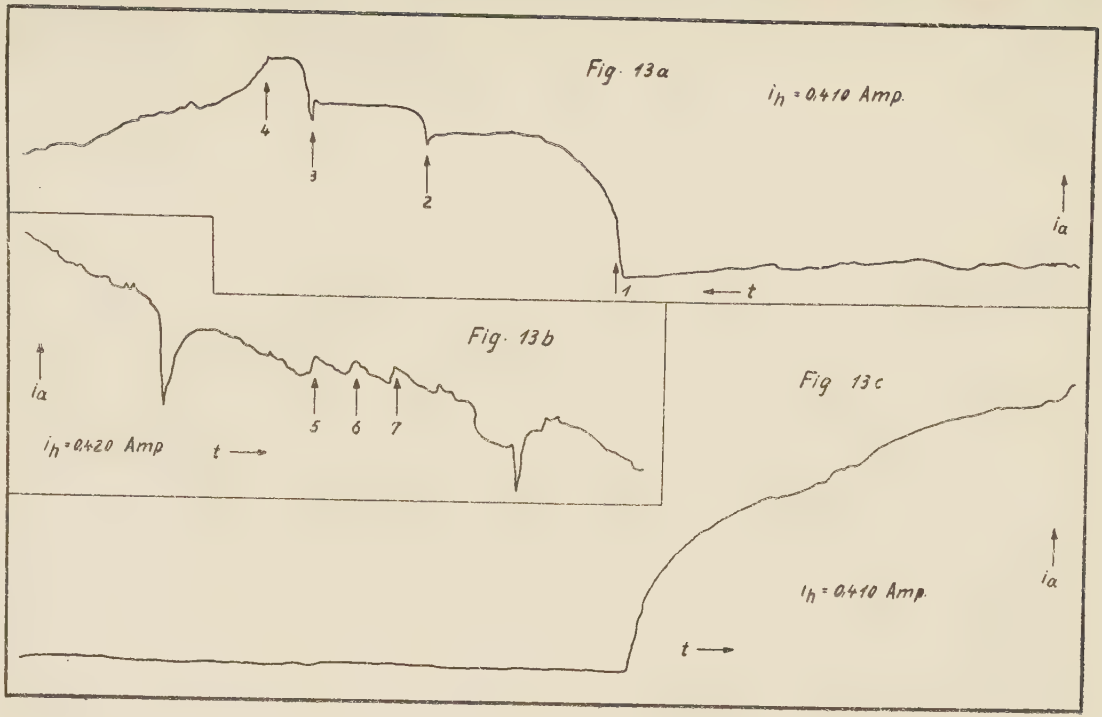


Fig. 13a
i_h = 0.410 Amp.
4
3
2
1
i_a
t
Fig. 13b
i_a
i_h = 0.420 Amp
t
5
6
7
Fig 13c
i_h = 0.410 Amp.
i_a
t

zu sein. Typus 2 (von $i_h = 0{,}420$ bis 0,480, stark bei $i_h = 0{,}440$ Amp.) zeigt ein häufiges „Abbröckeln" des Stroms, der Kurventyp gleicht spiegelbildlich dem Typus 1 (S. Fig. 13 a, Pfeil 4 u. Fig. 13 b). Von $i_h = 0{,}440$ u. 0,450 an tritt der 3. Typus, ein plötzlicher Einbruch nach abnehmenden i_a, und sofortiges plötzliches Ansteigen bis zur früheren Höhe (zwei steile Einbrüche, Fig. 13 b). Die Auswertung der Kurven war nur bei Typus 1 und 3 möglich. Die rechnerische Auswertung zeigt, daß bei beiden Typen die Konstanten der Einzelkurven mit der Abs. Temperatur wachsen, was die zunehmende Größe schon beim Anblick lehrt.

Eine Deutung der Schwankungen durch Heizfadenphänomene wird vornehmlich durch die Tatsache nahegelegt, daß bei zunehmender Temperatur eine Verwaschung und Schwächung der Schwankungen eintritt, was auf die Zunahme der Raumladungen zurückzuführen ist. Der Anstieg der Werte in Kurve Fig. 12 ist durch den tatsächlichen Effekt, der Abfall auf abschirmende Wirkung der Raumladung zurückzuführen. Die Form der Einzelschwankung ähnelt in hohem Grade den in der Literatur[4]) bekannten Aktivierungs- und Entaktivierungskurven. Bezüglich der Konstanten ist eine Uebereinstimmung jedoch fraglich. Denn wenn man für ein kleines Flächenstück im Heizfaden eine Erniedrigung der Austrittsarbeit von ~ 1 Volt annimmt, so ergeben sich Linearbereiche vom 6000-fachen eines Atomdurchmessers als gestörter Bezirk. Bestimmt man hingegen aus dem Heizmaß die Temperaturbereiche, in denen diese Schwankungen auftreten, so entsprechen sie bis auf eine Temperaturdifferenz innerhalb der Fehlergrenzen dieser Methode durchaus den in der Literatur bekannten Prozessen (Typus 1 Aktivierung, Typus 2 Entaktivierung, Typus 3 Reduktion). Die Möglichkeit, Restgaseinwirkungen zur Erklärung heranzuziehen, scheint bei den sehr steilen Einbrüchen des Typus 3 gegeben.

Eine Prüfung des Vakuums ergab wegen der Kompliziertheit der Gitterstromverhältnisse (2 Gitterströme, entsprechend i_a und i_R) keine eindeutigen Ergebnisse; immerhin war das Vakuum nicht extrem gut, da die Vakuumfaktoren zu $2 \cdot 10^{-5}$ und $5 \cdot 10^{-6}$ gefunden wurden. Bei anderen Dosimeterrohren ergab sich Aehnliches.

---

[4]) S. Hdbch. d. Exper. Physik, Bd. 13, 2. S. 160.

III. Kompensation.

Mit Hilfe des Raumladegitterstroms wurde versucht, die stoßartigen Schwankungen zu kompensieren. Rühren die Schwankungen vom Emissionsvorgang her, so müssen sie sich nach den Gleichungen $di_a = \frac{\delta i_a}{\delta i_a} \cdot di_h$ und $di_R = \frac{\delta i_R}{\delta i_h} \cdot di_h$ in i_a und i_R wiederfinden. Für die Widerstände ergibt sich $w_a : w_R = S_R : S_A$, wenn mit S_R und S_A die Heizsteilheiten des i_R und i_a bezeichnet werden. Variierte man das Widerstandsverhältnis in der Kompensationsschaltung, so ergab sich für keinen einzigen Wert völlige Kompensation, was auf verschiedenes und sogar wechselndes Uebertragungsverhältnis in i_a und i_R schließen ließ. Deshalb wurden 2 Galvanometer gleicher Schwingungsdauer mit Hilfe eines 45°-Prismas so aufgestellt, daß sie in demselben Fernrohrgesichtsfeld übereinander sichtbar waren und i_a und i_R kompensiert zeigten. Es ergab sich, daß bei einem bestimmten Kompensationsverhältnis beide Ströme einige Zeit im gleichen Rythmus schwankten, bis dann plötzlich das Verhältnis gestört wurde. Auch schien die Steuergitterspannung den ganzen Vorgang stark zu beeinflussen. Hiernach erschien eine Kompensation der Schwankungen nicht aussichtsreich; die einzige Möglichkeit ihrer Vermeidung bestand in der Wahl hoher Heiztemperaturen (S. Fig. 12). Bei einer Heizung von 0,580 Amp. und einer Anodenspannung von 6 Volt war die Anodenstromkonstanz etwa 0,1 Promille. Trotz dieser nicht sehr günstigen Lage konnte man doch hoffen, höhere Empfindlichkeiten zu erreichen, da die Gittersteilheit dann auch entsprechend hoch war.

F. Exper. Empfindlichkeitsprüfung.

In der üblichen Schaltung (S. Fig. 5) sollte die Empfindlichkeit untersucht werden. Da das Gitter über $3 \cdot 10^{10}$ Ω abgeleitet war, mußte vollkommener elektrostatischer Schutz erreicht werden. Batterien und Galvanometer wurden elektrostatisch geschützt, die einzigen Oeffungen waren die zur Galv.-Beobachtung und zur Belichtung der Photozelle nötigen. Die Zelle lieferte den Vergleichsstrom, der mit dem Galvanometer direkt gemessen und dann durch Abstandsvariation

verkleinert wurde. Die Glasisolation der Zelle konnte trotz Na-Trocknung nicht über $5 \cdot 10^{13}\,\Omega$ getrieben werden, weshalb Schutzringe nötig waren. Die Gitterverbindung zur Zelle war möglichst kurz und optisch dicht[1]), das Trockengefäß der Röhre wurde mit P_2O_5 beschickt. Die Kapazität des Gitters gegenüber allen übrigen Elektroden war 4,4 cm, die der Gesamtanordnung etwa 8 cm. Einige Meßwiderstände verschiedenen Herstellungsdatums erwiesen sich nach einigen Wochen als konstant, sowohl die aus Xylol-Alkohol-Gemischen hergestellten, als auch Tuschewiderstände auf mattiertem Glas. Die Gittervorspannung bestand aus zuverlässigen Trockenelementen, die durch $2 \cdot 10^4\,\Omega$ potentiometrisch unterteilt waren. Die Röhrenheizung konnte auf 2 Promille kontrolliert werden.

Die i_g-e_g-Charakteristik wurde bei $e_a < 15$ Volt mit dem von Ardenne angebenen Verfahren aufgenommen. Dabei wurden Gitterzeiten bis zu 20 Sec. gefunden, trotzdem $R \cdot C$ nicht angenähert groß genug war. Hand in Hand ging eine starke Erhöhung der Schwankungen, bei Ueberschreitung von $(e_a)_{krit}$ trat Labilität auf. Man kann durch suczessive Verfolgung der Sprungpunkte bei um 0,5 Volt abgestuften Anodenspannungen die Größe $(e_a)_{krit}$ sehr genau messen.[2])

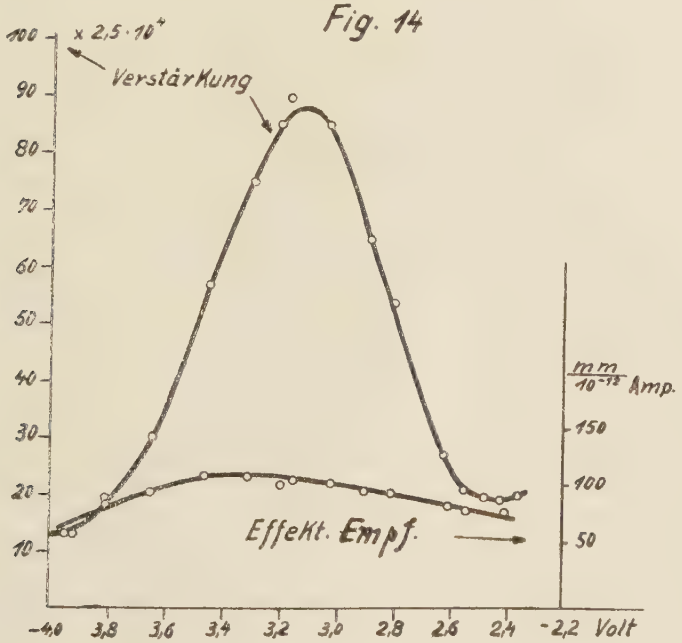
Die Empfindlichkeitsprüfung wurde dadurch erreicht, daß ein und derselbe Photostrom zuerst mit Galvanometer und dann nach Variation des Lichtquellen-Abstandes mit dem Röhrenelektrometer gemessen wurde. Dadurch war die Proportionalität garantiert, die Photozellenspannung war weit unter der Glimmspannung. Die Empfindlichkeit bei $e_a = e_R = 6$ Volt und $i_h = 600$ mA (also Fall b, S. 19) ließ sich schwankungsfrei nicht höher als $8 \cdot 10^{-14}$ Amp./mm treiben. Trotz der erforderlichen i_a-Konstanz traten neue Schwankungen auf, die sicher nicht (mehrfache Nachprüfung) auf Apparaturfehler oder äußere Störungen zurückgingen. Die Größe dieser neuen Schwankung war das 6—8-fache von der, die man aus dem Anodenstrom hätte erwarten können; ob sie von dem geschilderten Rückkopplungseffekt herrührte, konnte nicht sicher festgestellt werden. Bei kleinen i_h war die Empfindlich-

[1]) Zur Vermeidung von Heizfadenlicht.

[2]) Auf ein Verfahren, mit Hilfe konstanter, graduell abgestufter Widerstände die Ionisierungs- und Anregungsspannungen zu messen, soll anderenorts eingegangen werden.

keit nicht größer, und die Verstärkung ebenso hoch wie bei hohen i_h.

Bei $e_a > 7{,}5$ Volt ließ sich eine schwankungsfreie Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-14}$ Amp./mm erreichen, ohne daß die Gitterzeit die Einstellzeit des Galvanometers (5 Sec.) überschritt. Bei Gitterzeiten von 10—15 Sec. konnte die Empfindlichkeit auf $6 \cdot 10^{-15}$ Amp./mm gesteigert werden. Verschiedene Variationsmöglichkeiten wurden angewandt, ohne daß das Resultat hätte wesentlich verbessert werden können. Eine der häufig aufgenommenen Empfindlichkeitskurven zeigt Fig. 14, das Maximum lag um 0,2 Volt positiver als das berechnete.



Nach den hauptsächlich untersuchten Dosimeterrohren (S. & H., Bernsteinisolation) wurde die Röhre RE 074 d in einigen Exemplaren untersucht, die sämtlich sehr gute Isolation zeigten. Es ließ sich auch mit dieser Röhre $E_i = 1 \cdot 10^{-14}$

Amp./mm ohne Schwierigkeiten erreichen, was wegen des technischen Oxydfadens (die Dosimeterohre weisen Wolframfäden auf) nicht zu erwarten war. Die Konstanz dürfte wegen der Gitterdurchführung durch den Sockel (kurzer Glasweg, stärkere Erwärmung im Betrieb) nicht so gut wie bei den Elektrometerröhren sein; ein entscheidender Vorteil ist jedoch die geringe Heizung ($i_h = 70$ mA.).

G. Literatur.[1])

Da an anderer Stelle[2]) schon eingehende Besprechungen der Literatur gegeben wurden, sollen nur kurz diejenigen Arbeiten genauer besprochen werden, die für die vorliegenden Fragen besonders wichtig sind. Zuerst hat Rosenberg (6)[1]) in einer grundlegenden Arbeit über äußerst langsame Ausschläge des Anodengalvanometers berichtet, die es unmöglich machen, bei der maximalen Verstärkung von $1{,}3 \cdot 10^6$ zu messen; Rosenberg vermutet schon damals extrem große Gitterzeiten; unter Verwendung gesockelter Röhren ($w_{is} = 10^9 - 10^{11}$ Ω) lassen sich jedoch solche Gitterzeiten nie erreichen.[3]) Es muß bereits die künstliche Erhöhung der Gitterzeit durch Jonisierungsverstärkung vorgelegen haben. Ferner weist schon Rosenberg indirekt auf i_a-Schwankungen hin; bei extrem hohen Verstärkungen konnten die Angaben nämlich nur mit 100 Mal kleinerer Galv.-Empfindlichkeit gemacht werden.

Auch ein Versuch von Jäger und Scheffers (9) eine Rückkopplungsmethode mit Hilfe des Raumladestroms anzuwenden, scheint an Schwankungen gescheitert zu sein. Eine dort nur als möglich bezeichnete Empfindlichkeit von 10^{-18} Amp./mm muß in Anbetracht auch nicht annähernd ähnlicher Ergebnisse von anderer Seite als sehr fraglich bezeichnet werden. Du Prel (10) mißt an 4 Verstärkerröhren die Gitterstromkurven, und erhält Kurven (in Fig. 4 S. 11 als Typus b

---

[1]) Die eingeklammerten Literaturnachweise beziehen sich auf das Verzeichnis am Schluß der Arbeit.

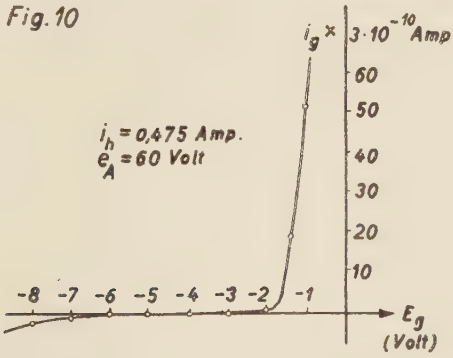
[2]) Jäger u. Kußmann, l. c.

[3]) Wie sich aus Rosenbergs Kurven ableiten läßt, war die Betriebs-Isolation $3 \cdot 10^9$ Ω.

bezeichnet), aus denen zu Unrecht auf die Abwesenheit von Gitterströmen geschlossen wird. Du Prel erreicht mit einigem Aufwand die Empfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-15}$ Amp./mm. Sehr gute Kompensationsschaltungen, die allerdings Einbuße an Empfindlichkeit und zugleich höhere Störempfindlichkeit mit sich bringen, geben Brentano (11, 12) und Wynn-Williams (13) mit sehr systematischer Kompensation.

Eine außerordentlich sichere und oft nicht genügend beachtete Anwendung des Röhrenelektrometers bringt

Fig. 10



M. Schein (15), der eine Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-15}$ Amp./mm bei ausgezeichneter Konstanz mit einer allerdings nicht mehr erhältlichen Röhre erreicht. Auch wird eine Gitsterstromkurve (Fig. 10) mitgeteilt, aus der mit Bestimmtheit auf Jonisationsströme geschlossen werden muß.

E. Rassmussen (21) gibt eine formelle Behandlung des Gitterproblems und erwähnt zuerst die Möglichkeit der Jonisierungsverstärkung, ohne ihr allerdings Wert beizulegen. Angesichts der sehr guten Resultate, die ohne Benutzung besonderer Meßwiderstände erhalten wurden, (M. Schein, Du-Prel; die beiden einzigen Arbeiten, die eine Empfindlichkeit von 2 bis $3 \cdot 10^{-15}$ Amp./mm erwähnen; beide Arbeiten lassen auf Jonisationsgitterströme schließen.) muß die Frage nach der Richtigkeit dieser Maßnahme nicht mehr in Frage gezogen werden, was verschiedentlich in der Literatur getan wird.

Aus der Literatur geht also eindeutig hervor, daß schon sehr früh hohe Gitter-Eigenzeiten und starke Schwankungen

des Anodenstroms beobachtet werden; z. T. werden Kurven mitgeteilt, aus denen die Anwendung von Jonisierungsverstärkung hervorgeht.

H. Aussichten des Röhrenelektrometers.

Fassen wir die gewonnenen Anschauungen über das Röhrenelektrometer und die Gründe zusammen, die eine Steigerung der Empfindlichkeit bis an die theoretischen Grenzen (s. Tl. B.) verhindern. Die Erniedrigung der Anodenspannung unter die Grenze von 7,5 Volt bringt zwar eine wesentlich konstante Höhe der Verstärkung und eine über längere Zeiten reproduzierbare Empfindlichkeit. Doch wird mit dieser Maßnahme die Frage des Vakuums umgangen, was sich in einer niedrigeren Empfindlichkeit zeigt. Prinzipiell läßt sich unter Anwendung der Jonisationsstromverstärkung, wie schon früher unbemerkt geschehen, eine starke Erhöhung des Gesamtwiderstandes und eine hohe Verstärkung erreichen. Dies kann erstens zur Erhöhung der Gitterzeit bis zu ungünstigen Werten führen. Zweitens wird trotz der hohen Verstärkung die Empfindlichkeit durch Schwankungen begrenzt, die wahrscheinlich auf den schlechten Entgasungszustand der Röhrenteile zurückzuführen sind. Allenfalls kommen infolge der Anwesenheit von Fremdsubstanzen Emissionsstörungen des Heizdrahts in Frage.

Schlechtes Vakuum hat die Wirkung, auch bei kleinen Anodenstromschwankungen diese Schwankungen auf dem Weg über den Jonisationsstrom zu verstärken und zu vervielfachen, falls man nahe an der „kritischen Anodenspannung" arbeitet. Nur wenn das Vakuum sehr gut und die Anodenstromschwankungen (gleichgültig, welcher Herkunft) gering sind, lassen sich Empfindlichkeiten erreichen, die mit denen des Elektrometers (in derselben Anwendungsweise, d. h. ohne Zeitsummation) vergleichbar sind.

Nach folgenden Gesichtspunkten können sich in Zukunft höhere Empfindlichkeiten (die Verstärkungen sind schon fast optimal) erreichen lassen.

Die Gitterzeit, die bei Anwendung der Jonisierungsverstärkung stört, ist an sich ein Vorgang, der die zeitliche Veränderung von Strömen betrifft; damit ist die Anwendung der

in der Wechselstromtechnik bekannten Methoden gegeben. Bei einiger Sicherheit in den übrigen Fragen muß sich eine Entdämpfung und damit eine Herabsetzung der Gitterzeit durch Anwendung dieser Methoden erreichen lassen. Diese Maßnahme wäre ein Aequivalent der bei den mechanischen Elektrometern angewendeten Zeitsummation.

Durch Anwendung von Gettern könnte ein sehr hohes Vakuum erreicht werden, wenn deren Anwendung nicht durch die nötige hohe Isolation verhindert würde. Es wäre ein Weg zu suchen, trotz hoher Röhrenisolation durch Anwendung von Adsorbentien ein extrem gutes Vakuum zu erreichen.

Falls es sich erweisen sollte, daß die Emissionskonstanz des Heizfadens durch Anwesenheit von Fremdsubstanzen leidet, wäre es möglich, mit Hilfe von schon angegebenen Methoden (Hdbch. d. Exper. Physik 13) die Konstanz bedeutend zu erhöhen. Jedenfalls ist es als sicher zu bezeichnen, daß eine weitere Annäherung an eine der theoretisch angegebenen Grenzen möglich ist.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine Zusammenfassung der Grenzgebiete elektrometrischer Instrumente gegeben und die Stellung des Röhrenelektrometers unter diesen beschrieben.

2. An einigen Spezialröhren wurden die Schwankungen des Anodenstroms gesondert untersucht und Versuche zur Deutung desselben gemacht.

3. Es wurde eine rechnerische Behandlung und Untersuchung von Verstärkung und Empfindlichkeit gegeben unter Berücksichtigung der Schwankungen.

4. Die Empfindlichkeit wird an einigen Spezialröhren und einigen technischen Röhren untersucht in Abhängigkeit von den Röhrendaten. Die Empfindlichkeit war nicht extrem hoch und blieb hinter der mit Elektrometern zu erreichenden Grenzempfindlichkeit etwas zurück.

Diese Arbeit wurde ausgeführt im Physikalischen Institut der Universität Rostock. Zu großem Dank bin ich Herrn Prof. F ü c h t b a u e r verpflichtet für die Ueberlassung empfindlicher Instrumente und für sein stetes, hilfsbereites Interesse. Herr Privatdozent Dr. K u n z e hat durch ständige führende Beratung bei allen schwierigen Fragen sehr wesentlich zur experimentellen Durchführung der Arbeit beigetragen. Ihm sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Literatur.

(1) I. Kunz, Phys. Rev. 10, 1916, S. 205.
(2) C. E. Pike, Phys. Rev. 13, 1919, S. 102.
(3) M. I. Malassez, Comptes Rendus 172, 1921, S. 1095.
(4) Abraham und Bloch, Comptes Rendus 168, 1919, S. 1321.
(5) A. W. Hull, P. I. R. E., February 1918.
(6) H. Rosenberg, Naturw. 9, 1921, S. 359 u. 389. — E. Meyer, H. Rosenberg und Tank. Archivs des Siences Phys. et Nat., Geneve 1920, S. 260. (Compte rendu d. l. seance d. l. soc. Suisse d. Physik. Zürich le 24. Apr, 1920,
(7) Hausser, Jäger u. Vahle, Wiss. Ver. a. d. Siem. Konz. 1, 1925, 325.
(8) R. Jäger, Münch. Med. Wochenschr. 69, I, 1922 S. 821,
(9) R. Jäger, H. Scheffers, Wiss. Ver. a. d. Siem, Konz, IV, 1, 1925, S. 233.
(10) Du Prel, Ann. d. Physik. 70, 1923, S. 199.
(11) C. N. Brentano, Nature 108, 1901, S. 532.
(12) Brentano, Zs. f. Phys. 54, 1929.
(13) C. E. Wynn-Williams, Cambridge Phil. Soc. 23, 1924, S. 811.
(14) H. Greinacher, Neujahrsblatt d. Zür. Naturf. Ges. 1911, S. 811. — H. Greinacher, Zs. f. Röntgenkunde, u. Radiumforschung, 12, 1910, S. 254. Bulletin d. schweiz. elektrot. Vereins 13, 1922, S. 510.
(15) Marcel Schein, Ann. d. Physik 85, 1928, S. 287.
(16) Bengt Strömgren, Astronom. Nachrichten 226/227, 1926, S. 80.
(17) P. Lertes, Z. f. Techn. Physik. 4, 1923, S. 317.
(18) Eckstein, Ann. d. Physik 87, 1928, S. 1010.
(19) Ortner und Stetter, Zs., f. Physik 54, 1929. Phys. Zsft. 28, 1929, S. 70.
(20) Jäger und Kußmann, Phys. Zsft. 28, 1929, S. 675.
(21) Ebbe Rasmussen, Ann. d. Phys. 4, 5. Folge, 1929, S. 357.
(22) M. v. Ardenne, Jhrb. d. drahtl. Telegr. 29, 1927, S. 88.

Lebenslauf.

Ich, Hans Peter von Walter, bin geboren am 19. Juni 1904 zu Göttingen als Sohn des Universitätsprofessors der Theologie Johannes von Walter und seiner Gattin Agnes von Walter, geb. von Schwartz. Ich bin evangelischer Konfession, lutherischen Bekenntnisses. Meine Staatsangehörigkeit ist Mecklenburg - Schwerin. Zuerst besuchte ich die Vorschule und die ersten 4 Klassen des königlichen Friedrich-Wilhelms-Gymnasium zu Breslau, dann das Staatsgymnasium Wien-Döbling bis zum Frühjahr 1921, sowie das humanistische Gymnasium zu Rostock i. M., wo ich das Reifezeugnis erwarb, um mich dem Studium der Mathematik und Physik zu widmen. Ich studierte ein Semester in Rostock, zwei Semester in München (Prof. Wien, Prof. Graetz, Prof. Hartogs und Prof. Caratheodory) und die folgenden bis jetzt in Rostock (Prof. Pohlhausen, Prof. Füchtbauer, Prof. Schottky, Prof. Hund und Prof. Furch).